компонент полей

$$D^{п}_{2n}-D^{п}_{1n}=4\pi(\sigma+\sigma_{ст}),\ [\boldsymbol{n},\boldsymbol{B}_2-\boldsymbol{B}_1]=\frac{4\pi}{c}(\boldsymbol{i}+\boldsymbol{i}_{ст}); \qquad (24)$$
$$B_{2n}=B_{1n},\ \boldsymbol{E}_{2\tau}=\boldsymbol{E}_{1\tau}.$$

Они вместе с выражениями для поверхностных плотности заряда σ и тока $\boldsymbol{i}$ через $\boldsymbol{j}$ получаются из (23) предельным переходом ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к границе раздела, направленная из первой во вторую часть среды). Здесь для определённости пространство-время предполагается плоским, а вакуум — однородным и изотропным, используется инерциальная система отсчёта, к.-л. образом связанная со средой в целом. Все свойства среды, за исключением сторонних зарядов $\rho_{ст}$ и токов $\boldsymbol{j}_{ст}$, включены в новое поле электрич. индукции $\boldsymbol{D}^{п}(t, \boldsymbol{r})$ [или полной электрич. поляризации $\boldsymbol{P}^{п}(t, \boldsymbol{r})$] и задаются функционалом $\boldsymbol{j}\{\boldsymbol{E}, \boldsymbol{B}\}$. В линейной Э. соответствующее материальное ур-ние имеет вид

$$D^{п}_i(t,\boldsymbol{r})=\int\limits_{-\infty}^{t}dt'\int\limits_{V}d^3r'\hat{\varepsilon}^{п}_{ij}(t,t',\boldsymbol{r},\boldsymbol{r}')E^j(t,\boldsymbol{r}'), \qquad (25)$$

учитывающий временну́ю (частотную) и пространственную дисперсии, т. е. запаздывание и нелокальность эл.-магн. отклика среды (см. *Диспергирующая среда*). Эти явления обязаны, напр., собственным молекулярным колебаниям и конечности межатомных расстояний в твёрдом теле или длины свободного пробега ионов и электронов в плазме. Система (23)—(25) обладает полнотой, позволяя однозначно определить поля в любой области среды V, если для них заданы необходимые начальные и граничные условия; для учёта влияния среды вне рассматриваемой области V на процессы внутри неё на её границе Σ требуется ставить нелокальные, интегральные условия.

При таком подходе макроскопич. поля и движение отд. частиц среды выпадают из рассмотрения. Так, в отсутствие дисперсии, согласно *Ома закону* $j^i=\sigma^{il}E_l$, плотность тока в проводнике при учёте только свободных зарядов полностью определяется тензором его проводимости σ^{il} и средним электрич. полем E_l. В соответствии с этим иногда делают дополнит. приближения. Скажем, в электростатике поле внутри проводника считается равным нулю, а свободные заряды — сосредоточенными только на его поверхности, хотя в действительности они отличны от нуля, по крайней мере в тонком поверхностном слое. Аналогично в магнитостатике сверхпроводников 1-го рода вследствие *Мейснера эффекта* предполагается невозможным существование объёмных внутренних плотностей тока и магн. поля, хотя они заведомо имеются в поверхностном слое конечной толщины (см. также *Скин-эффект*, *Леонтовича граничное условие*). Подобные дополнит. приближения не обязательны, поскольку ур-ния (23) позволяют учесть сколь угодно резкие изменения полей в пространстве и во времени, если в них не проведено усреднение по физически бесконечно малым объёму и интервалу времени. Последняя операция, часто используемая со времён Лоренца (1902), ведёт к более грубому пренебрежению флуктуациями, чем статистич. усреднение, и может ограничивать возможности анализа пространственной и частотной дисперсии сред, напр. динамики поверхностных *поляритонов*. Что касается возможного отличия действующего на заряды поля $\boldsymbol{E}_g$ от среднего $\boldsymbol{E}$ (т. н. поправки Лоренца, равной, напр., $\boldsymbol{E}_g-\boldsymbol{E}=4\pi\boldsymbol{P}^{п}/3$ в кубич. кристалле или в газе нейтральных молекул), то в обоих способах усреднения оно предполагается принятым во внимание при микроскопич. выводе материальных соотношений благодаря учёту корреляций взаимного расположения частиц и их взаимной непроницаемости.

Дисперсионные и энергетические соотношения. В стационарной однородной среде удобно перейти к фурье-образам полей, получая, в частности, из (25)

$$D^{п}_i(\omega,\boldsymbol{k})=\varepsilon^{п}_{ij}E^j(\omega,\boldsymbol{k}),$$

$$\varepsilon^{п}_{ij}(\omega,\boldsymbol{k})=\int\limits_0^{\infty}d\tau\int\limits_V d^3\boldsymbol{R}\hat{\varepsilon}^{п}_{ij}(\tau,\boldsymbol{R})\exp(i\omega\tau-i\boldsymbol{k}\boldsymbol{R}), \qquad (26)$$

$$\boldsymbol{E}(t,\boldsymbol{r})=\int d\omega\int d^3\boldsymbol{k}\boldsymbol{E}(\omega,\boldsymbol{k})\exp(-i\omega t+i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r}),$$
$$t-t'=\tau,\ \boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}'=\boldsymbol{R}.$$

Полный тензор *диэлектрической проницаемости* $\varepsilon^{п}_{ij}$ учитывает не только электрич., но и магн. свойства среды, т. е. влияние индукции $\boldsymbol{B}$ на $\boldsymbol{D}^{п}$. Он обладает определ. свойствами симметрии (см., напр., *Анизотропная среда*, *Гиротропная среда*), а также аналитичности — как комплексная ф-ция своих комплексных аргументов ω и $\boldsymbol{k}$. Напр., согласно принципу причинности в устойчивой, в частности равновесной, среде при $\boldsymbol{k}\to 0$ тензор $\varepsilon^{п}_{ij}(\omega,\boldsymbol{k}\to 0)$ не имеет полюсов в верх. полуплоскости $\mathrm{Im}\,\omega\geqslant 0$ для диэлектриков, имеет простой полюс $1/\omega$ для проводников и полюс второго порядка $1/\omega^2$ для сверхпроводников. При $\boldsymbol{k}\neq 0$ сказанное заведомо справедливо лишь в отношении обратного тензора $(\varepsilon^{п}_{ij})^{-1}(\omega,\boldsymbol{k})$, связывающего поле $\boldsymbol{E}$ с вызывающей его индукцией $\boldsymbol{D}^{п}$, к-рой можно независимо, в отличие от $\boldsymbol{E}$, управлять путём изменения внеш. зарядов $\rho_{ст}(t, \boldsymbol{r})$ (Д. А. Киржниц, 1976). Отсюда можно прийти к *дисперсионным соотношениям*, связывающим вещественную и мнимую части $\varepsilon^{п}_{ij}(\omega,\boldsymbol{k}\to 0)$ [или $(\varepsilon^{п}_{ij})^{-1}(\omega,\boldsymbol{k})$]. Существуют и др. феноменологич. соотношения и ограничения на возможный вид тензора проницаемости. Так, поскольку для монохроматич. волны $\boldsymbol{E}=\mathrm{Re}\,[\boldsymbol{E}_0\exp(-i\omega t+i\boldsymbol{k}\boldsymbol{r})]$ с вещественными ω и $\boldsymbol{k}$ тепловая энергия, выделяющаяся в единице объёма за единицу времени (*джоулевы потери*), равна $Q^{п}=(\omega/8\pi)\,[\mathrm{Im}\,\varepsilon^{п}_{ij}(\omega,\boldsymbol{k})]\cdot E^i_0E^{*j}_0$, то в равновесной среде в соответствии с принципом возрастания *энтропии* должно быть $Q^{п}>0$ (при $\omega>0$) для любого комплексного $\boldsymbol{E}_0$.

Справедливость указанного определения $Q^{п}$ в условиях изменения общей энергии среды и поля за счёт работы сторонних источников становится ясной, если усреднить по достаточно большим объёмам и интервалам времени вытекающее из (23) соотношение Пойнтинга:

$$\frac{1}{4\pi}\boldsymbol{E}\frac{\partial\boldsymbol{D}^{п}}{\partial t}+\frac{1}{4\pi}\boldsymbol{B}\frac{\partial\boldsymbol{B}}{\partial t}=-\frac{c}{4\pi}\,\mathrm{div}\,[\boldsymbol{E}\boldsymbol{B}]-\boldsymbol{j}_{ст}\boldsymbol{E}. \qquad (27)$$

Без микроскопич. анализа энергетич. смысл членов в (27) для диссипативной среды является, вообще говоря, неоднозначным. Лишь в прозрачной среде для квазимонохроматич. пакета однородных волн можно заранее указать ср. плотность энергии и её поток, а также групповую скорость волн $\boldsymbol{v}_{гр}=\boldsymbol{S}/w$ [Л. Бриллюэн (L. Brillouin), 1921; М. Е. Герценштейн, 1954]

$$w=\frac{1}{16\pi}\left\{\frac{\partial[\omega\,\mathrm{Re}\,\varepsilon^{п}_{ij}(\omega,\boldsymbol{k})]}{\partial\omega}E^i_0E^{*l}_0+B^l_0B^{*l}_0\right\},$$

$$\boldsymbol{S}=\frac{c}{8\pi}\mathrm{Re}\,[\boldsymbol{E}_0\boldsymbol{B}^*_0]-\frac{\omega}{16\pi}\frac{\partial\,\mathrm{Re}\,\varepsilon^{п}_{ij}(\omega,\boldsymbol{k})}{\partial\boldsymbol{k}}E^i_0E^{*l}_0.$$

При этом даже в однородной изотропной немагнитной среде без пространственной дисперсии, когда $\boldsymbol{D}^{п}_0=\varepsilon^{п}(\omega)\boldsymbol{E}_0$, на единицу объёма среды действуют не только сила Лоренца со стороны внеш. зарядов и токов и *пондеромоторная сила*, связанная с пространственной неоднородностью полей, но ещё и т. н. сила Абрагама (см. также *Максвелла тензор натяжений*), обусловленная нестационарностью полей,

$$\boldsymbol{f}_{\mathrm{A}}=\frac{\varepsilon^{п}-1}{8\pi c}\mathrm{Re}\frac{\partial}{\partial t}[\boldsymbol{E}_0,\boldsymbol{B}^*_0]+\frac{\omega}{8\pi c}\frac{d\varepsilon^{п}}{d\omega}\mathrm{Re}\left[\frac{\partial\boldsymbol{E}_0}{\partial t},\boldsymbol{B}^*_0\right]$$

(Х. Вашини, В. И. Карпман, 1976).

Поляритоны (светоэкситоны). При учёте пространственной дисперсии в ур-ниях Максвелла для фурье-образов полей при замене (25) на (26) необходимо указать ещё дополнит. граничные условия, обусловливаемые физ. свойствами поверхности среды (С. И. Пекар, 1957; В. Л. Гинзбург, 1958) (см. *Кристаллооптика*). Эти условия определяют, в частности, эффективность возбуждения в ней разл. *нормальных волн* (поляритонов), в т. ч. поперечных ($\boldsymbol{E}\perp\boldsymbol{k}$) и продольных ($\boldsymbol{E}\parallel\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{D}=\boldsymbol{B}=0$) (см. *Плазмон*). Дисперсия $\boldsymbol{k}_a=\boldsymbol{k}_a(\omega)$ или $\omega_a=\omega_a(\boldsymbol{k})$, а также поляризация $\boldsymbol{E}_a(\boldsymbol{k})$ и групповая скорость $\boldsymbol{v}_{гр}=d\omega_a/d\boldsymbol{k}$ всех этих